

05,08

Намагничивание парамагнитных ионов фазово-модулированными СВЧ-импульсами в нулевом магнитном поле

© М.Р. Арифиллин, В.Л. Бердинский

Оренбургский государственный университет,
Оренбург, Россия

E-mail: arifullinm@mail.ru

Поступила в Редакцию 3 октября 2019 г.

В окончательной редакции 3 октября 2019 г.

Принята к публикации 30 октября 2019 г.

Теоретически предсказан эффект создания намагниченности парамагнитных ионов со спином $S = 1$ в твердом теле в нулевом магнитном поле путем импульсных манипуляций электронными спинами. Для этой цели предлагается использовать скрещенные СВЧ-импульсы с различной начальной фазой или импульсы конечной длительности. Описаны резонансные случаи, когда частота СВЧ-импульсов совпадает с частотой расщепления уровней в нулевом поле. Показано сходство данного эффекта с переходом „выстраивание-ориентация“, который наблюдался в оптических экспериментах.

Ключевые слова: СВЧ-импульсы, парамагнитные ионы, кубит, расщепление в нулевом поле.

DOI: 10.21883/FTT.2020.03.49002.604

1. Введение

Очевидно, что в нулевом магнитном поле высокоспиновые парамагнитные ионы с суммарным спином $S \geq 1$, такие как Ni^{2+} , Fe^{3+} , Cr^{2+} , Gd^{3+} и другие, создают нулевую намагниченность. В твердом теле их спиновые состояния определяется кристаллическим полем или полем лигандов и спин-орбитальным взаимодействием. В нулевом магнитном поле спиновые состояния ионов с двумя неспаренными электронами и с суммарным спином $S = 1$ в кристаллах с одноосной анизотропией описываются спиновым гамильтонианом [1]:

$$H_0 = D \cdot S_z^2, \quad (1)$$

где D — параметр расщепления в нулевом поле, который определяется спин-орбитальным взаимодействием. Собственными состояниями этого гамильтониана являются спиновые векторы $|T_0\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_i\beta_j + \beta_i\alpha_j\rangle = |0\rangle$, $|A\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_i\alpha_j - \beta_i\beta_j\rangle = 2^{-1/2}(|1\rangle - |-1\rangle)$ и $|B\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_i\alpha_j + \beta_i\beta_j\rangle = 2^{-1/2}(|1\rangle + |-1\rangle)$. При низких температурах $kT \ll D$ населенным оказывается нижнее спиновое состояние $|0\rangle$. Векторы $|A\rangle$ и $|B\rangle$ являются суперпозициями состояний $|T_+\rangle = |\alpha_1\alpha_2\rangle = |1\rangle$ и $|T_-\rangle = |\beta_1\beta_2\rangle = |-1\rangle$ с проекциями спина $S_z = \pm 1$. Очевидно, что это белловские запутанные состояния, образующиеся естественным образом в высокоспиновых парамагнитных ионах. Здесь следует отметить, что в нулевом магнитном поле все три спиновых состояния $|0\rangle$, $|A\rangle$ и $|B\rangle$ не создают магнитных моментов, так как средние значения всех спиновых операторов $(\sigma_{1i} + \sigma_{2i})$ ($i = x, y, z$) равны нулю. Следовательно, для таких ионов в кристаллической решетке отсутствует магнитно-дипольное взаимодействие, которое приводит к дополнительному механизму декогеренции. Эти же состояния

реализуются в триплетных органических молекулах, однако, для этих органических молекул расщепление в нулевом поле обусловлено не спин-орбитальным взаимодействием, а диполь-дипольным взаимодействием [2]. В органических молекулах при низких температурах времена жизни электронных спинов в этих состояниях могут быть достаточно большими, порядка нескольких десятков секунд [3–4]. Времена спин-решеточной релаксации парамагнитных ионов в нулевом магнитном поле необычайно продолжительны и составляют порядка миллисекунд и более [5], что согласуется с теориями, изложенными в работах [6]. Достаточно длительные времена спиновой релаксации наблюдались в металло-органических соединениях и комплексах парамагнитных ионов, синтезированных для создания молекулярных магнетиков и мономолекулярных магнитов [7–10]. Эти результаты делают такие парамагнитные ионы и триплетные органические молекулы чрезвычайно привлекательными для использования в качестве элементной базы квантовых компьютеров [11] даже несмотря на то, что увеличение времени спиновой релаксации влияет на скорость считывания информации.

Даже в отсутствие внешнего магнитного поля (в нулевом магнитном поле) диполь-дипольное и спин-орбитальное взаимодействия устраняют вырождение уровней с суммарным спином $S_z = 0$ и $S_z = \pm 1$ [1]. В зависимости от типа ионов и кристаллической решетки расщепление в нулевом поле, как правило, попадает в технически доступные радиочастотные или микроволновые диапазоны электромагнитного поля. Магнитная компонента таких полей способна индуцировать переходы между энергетическими уровнями с различными значениями S_z . Ранее кристаллы с примесными высокоспиновыми ионами в нулевом магнитном поле были предложены в качестве активных сред для микроволно-

вых мазеров [12–13]. Создание таких мазеров сопровождалось развитием радиотехнических методов управления спиновыми состояниями ионов. Активными примесными ионами могли быть ионы Ni^{2+} , Fe^{3+} , Cr^{2+} , Gd^{3+} и другие лантаноиды с различными наборами спиновых и энергетических уровней. Очевидно, что применение низких температур позволяет управлять исходными населенностями спиновых подуровней и временами спиновой релаксации и декогеренции.

В термодинамическом равновесии возбужденные уровни $|A\rangle$ и $|B\rangle$ равнонаселены; это состояние аналогично явлению оптического выстраивания орбитального углового момента атомов [14] и экситонов [15]. Оптическое выстраивание — это одинаковое заселение состояний с проекциями орбитального момента $L_z = \pm 1$, при этом макроскопический магнитный момент равен нулю. Для создания макроскопического магнитного момента необходимо преимущественное заселение состояний с определенным значением проекции L_z . Во многих работах, например, [16], описано явление перехода оптического выстраивания в поляризацию, что детектировалось по изменению степени поляризации спонтанного излучения. Для парамагнитных ионов с электронным спином $S = 1$ аналогом оптического выстраивания является состояние с равными населенностями состояний $|A\rangle$ и $|B\rangle$. Радиочастотные или СВЧ-импульсы позволяют манипулировать населенностями этих состояний и когерентными соотношениями между ними и, следовательно, магнитными свойствами ионов. Для спиновых подуровней парамагнитных ионов переход выстраивания в поляризацию, управляемый радиочастотными импульсами, должен сопровождаться появлением макроскопической намагниченности даже в нулевом магнитном поле.

Цель данной работы — изучение спиновой динамики парамагнитных ионов со спином $S = 1$ в нулевом магнитном поле и возможностей создания электронной намагниченности в результате формирования когерентной суперпозиции спиновых состояний $|S_z = 1\rangle$ и $|S_z = -1\rangle$ с помощью радиочастотных или СВЧ-импульсов с различными фазами и поляризациями.

2. Спиновая динамика ионов со спином $S = 1$

Для описания и анализа действия СВЧ-импульсов на парамагнитные ионы спиновый гамильтониан (1) удобно записать через операторы Паули отдельных электронов. Поскольку,

$$\begin{aligned} S_z^2 &= (\sigma_{1z} + \sigma_{2z})^2/4 = (2 + 2\sigma_{1z}\sigma_{2z})/4 \\ &= 1/2 + \sigma_{1z}\sigma_{2z}/2, \end{aligned} \quad (2)$$

то

$$H_0 = \frac{1}{2} D \cdot \sigma_{1z}\sigma_{2z} \quad (3)$$

собственными состояниями которого являются те же самые векторы $|0\rangle$, $|A\rangle$ и $|B\rangle$, а также вектор синглетного

спинового состояния $|S_0\rangle = 2^{-1/2}(\alpha_i\beta_j - \beta_i\alpha_j)$. Однако это синглетное состояние можно не учитывать в дальнейших расчетах, так как любые операторы поворота реализуют элементы группы $SU(2)$, а синглетные и триплетные состояния принадлежат разным неприводимым представлениям этой группы. Это означает, что никакие СВЧ-импульсы не способны переводить триплетные состояния в синглетные и обратно.

Для операторов $U(t)$, описывающих действие СВЧ-поля с частотой ω_G на высокоспиновые ионы, можно получить формулы, удобные для последующих применений в виде полиномов односпиновых операторов Паули. Гамильтониан спиновой системы ионов, взаимодействующих с СВЧ-полем, поляризованным вдоль оси Ox ,

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_X(t) \\ &= \frac{1}{2} D \cdot \sigma_{1z}\sigma_{2z} + g\beta \cdot B_X(\sigma_{1x} + \sigma_{2x}) \cos(\omega_G t), \end{aligned} \quad (4)$$

где $g\beta \cdot B_X$ — частота прецессии.

В представлении взаимодействия гамильтониан взаимодействия $\tilde{H}_X(t)$ удобно представить в виде суммы двух операторов.

$$\begin{aligned} \tilde{H}_X(t) &= \exp(iH_0t)g\beta \cdot B_X(\sigma_{1x} + \sigma_{2x})\exp(-iH_0t) \cos(\omega_G t) \\ &= g\beta \cdot [\exp(iH_0t)B_X\sigma_{1x} \exp(-iH_0t) \\ &\quad + \exp(iH_0t)B_X\sigma_{2x} \exp(-iH_0t)] \cos(\omega_G t). \end{aligned} \quad (5)$$

Так как $(\sigma_{1z}\sigma_{2z})^2 = I_1I_2$, то

$$\exp(\pm iH_0t) = \cos(\omega_D t/2) \pm i \sin(\omega_D t/2)\sigma_{1z}\sigma_{2z}, \quad (6)$$

где ω_D — частота переходов между уровнями расщепления в нулевом поле.

При выполнении условий магнитного резонанса $\omega_G = \omega_D$, преобразовав все члены, получим

$$\begin{aligned} \tilde{H}_X(t) &= \frac{g\beta \cdot B_X}{2}(\sigma_{1x} + \sigma_{2x}) + f(2\omega_D t)(\sigma_{1y}\sigma_{2y}) \\ &\quad + f(2\omega_D t)\sigma_{ix}, \end{aligned} \quad (7)$$

где функция $f(2\omega_D t)$ будет определять малую поправку к спиновой эволюции типа сдвига Блоха-Зигерта [17], которой в большинстве случаев пренебрегают. Без этих малых слагаемых самая существенная часть гамильтониана \tilde{H}_X уже не зависит от времени. Поскольку операторы σ_{1x} и σ_{2x} коммутируют, то оператор эволюции $\tilde{U}(\omega_X t)$ в представлении взаимодействия можно представить в виде произведения односпиновых операторов синхронной эволюции

$$\begin{aligned} \tilde{U}(\omega_X t) &= \exp[-i \frac{\omega_X t}{2}(\sigma_{1x} + \sigma_{2x})] \\ &= \exp[-i \frac{\omega_X t}{2}(\sigma_{1x})] \exp[-i \frac{\omega_X t}{2}(\sigma_{2x})] \\ &= \tilde{U}_1(\omega_X t)\tilde{U}_2(\omega_X t), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\omega_X = g\beta \cdot B_X$ — частота прецессии вокруг оси OX . Оператор поворота двухспиновой системы вокруг оси OX на угол $\theta = \omega\tau$ в результате действия СВЧ-импульса длительностью τ принимает вид

$$\begin{aligned} \tilde{U}(\theta) = U_{1X}(\theta) \otimes U_{2X}(\theta) = \cos^2 \frac{\theta}{2} - (\sigma_{X1}\sigma_{X2}) \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ - i \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} (\sigma_{X1} + \sigma_{X2}). \end{aligned} \quad (9)$$

Фактически, эта формула является аналогом представления экспоненциального оператора $\exp[-i\theta S_X]$, описывающего поворота спина $S = 1$ на угол θ вокруг оси OX .

Однако общеизвестные формулы для операторов поворота спинов $S \geq 1$ не позволяют легко и просто описать эффекты фазовых сдвигов СВЧ-полей и их влияние на изменение спиновых состояний ионов и высокоспиновых молекул. Для СВЧ-поля, поляризованного вдоль оси OY с фазовым сдвигом δ относительно СВЧ-поля, гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H_Y(t) = g\beta \cdot B_Y(\sigma_{1Y} + \sigma_{2Y}) \cos(\omega_G t - \delta). \quad (10)$$

Если, как и в предыдущем случае, считать, что $\omega_G = \omega_D$ и пренебречь малыми слагаемыми с удвоенной частотой $2\omega_D$, то в представлении взаимодействия

$$\tilde{H}_Y = \frac{\omega_Y}{2} [(\sigma_{1Y} + \sigma_{2Y}) \cos \delta + (\sigma_{1X}\sigma_{2Z} + \sigma_{2X}\sigma_{1Z}) \sin \delta]. \quad (11)$$

Оператор поворота $U_Y(\theta, \delta)$ двухспиновой системы на угол θ СВЧ-импульсом с фазовым сдвигом δ приобретает вид

$$\begin{aligned} \tilde{U}_Y(\theta, \delta) = \cos^2 \frac{\theta}{2} - \sigma_{Y1}\sigma_{Y2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} - i \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \\ \times ((\sigma_{Y1} + \sigma_{Y2}) \cos \delta + (\sigma_{X1} \cdot \sigma_{Z2} + \sigma_{X2} \cdot \sigma_{Z1}) \sin \delta). \end{aligned} \quad (12)$$

Аналогичным образом можно показать, что оператор $U_X(\theta, \delta)$ поворота спинов вокруг оси OX имеет вид:

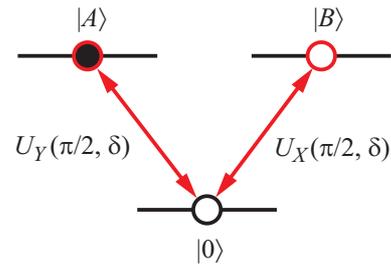
$$\begin{aligned} \tilde{U}_X(\theta, \delta) = \cos^2 \frac{\theta}{2} - \sigma_{X1}\sigma_{X2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} - i \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \\ \times ((\sigma_{X1} + \sigma_{X2}) \cos \delta + (\sigma_{Y1} \cdot \sigma_{Z2} + \sigma_{Y2} \cdot \sigma_{Z1}) \cdot \sin \delta). \end{aligned} \quad (13)$$

Знание операторов $U_X(\theta, \delta)$ и $U_Y(\theta, \delta)$ позволяет определить результаты действия СВЧ-импульсов, различающихся амплитудой, поляризацией и фазой, на спиновые состояния парамагнитных ионов со спином $S = 1$. Действие оператора $U_X(\theta, \delta)$ с произвольным фазовым сдвигом на состояние $|T_0\rangle = 2^{-1/2}[\alpha_i\beta_j + \beta_i\alpha_j] = |0\rangle$ переводит это состояние в суперпозицию

$$U_X(\theta\delta)|0\rangle = \cos \theta|0\rangle - i \sin \theta \cdot e^{-i\delta}|B\rangle. \quad (14)$$

Однако, при любых углах поворота θ и фазах δ СВЧ-импульсы, поляризованные вдоль оси OX , не затрагивают спиновое состояние $|A\rangle$ и

$$U_X(\theta, \delta)|A\rangle = |A\rangle. \quad (15)$$



Переходы под воздействием поляризованных СВЧ импульсов. Переход $|0\rangle \rightarrow |B\rangle$ описывается $\pi/2$ -импульсом, поляризованным вдоль оси OX . Переход $|0\rangle \rightarrow |A\rangle$ описывается $\pi/2$ -импульсом, поляризованным вдоль оси OY .

Если $\theta = \pi/2$, то СВЧ-импульс $(\pi/2)_X$ переводит спиновую систему из основного запутанного состояния $|T_0\rangle$ в запутанное состояние $|B\rangle$ с фазой δ . В данном случае происходит трансформация фазы δ СВЧ-импульса в фазу $(-\delta)$ вектора спинового состояния иона.

Если в качестве базисных спиновых функций выбраны состояния $|T_+\rangle = |\alpha\alpha\rangle$, $|T_-\rangle = |\beta\beta\rangle$, то заселение состояния $|B\rangle$ означает создание выстраивания в системе электронных спинов иона. Очевидно, что при этом не создается ориентация электронных спинов, которая может сопровождаться появлением электронной намагниченности.

Аналогично действие оператора $U_Y(\theta, \delta)$ с произвольным фазовым сдвигом на основное состояние $|T_0\rangle$ переводит это состояние в суперпозицию

$$U_Y(\theta, \delta)|0\rangle = \cos \theta|0\rangle - \sin \theta \cdot e^{i\delta}|A\rangle. \quad (16)$$

Однако СВЧ-импульсы, поляризованные вдоль оси OY , не затрагивают спиновое состояние $|B\rangle$ и

$$U_Y(\theta, \delta)|B\rangle = |B\rangle. \quad (17)$$

Заселение спинового состояния $|A\rangle$ тоже эквивалентно созданию выстраивания в системе электронных спинов иона. Таким образом, импульсные СВЧ-поля с различной поляризацией позволяют селективно заселять спиновые состояния $|A\rangle$ и $|B\rangle$ и таким образом делают их физически различимыми.

Можно показать, что последовательное применения СВЧ-импульсов вдоль осей OX и OY без фазовых сдвигов позволяет создавать суперпозиции вырожденных состояний

$$U_Y(\pi/2, 0)U_X(\theta, \delta)|0\rangle = (-\cos \theta \cdot |A\rangle - i \sin \theta \cdot |B\rangle). \quad (18)$$

Такая суперпозиция состояний тоже соответствует выстраиванию спиновых моментов электронов с $m = +1$ и $m = -1$, но уже с другими когерентностями.

В одноосном кристалле СВЧ импульсы без сдвига фазы способны формировать выстраивание электронных спинов, но они не создают реального физического магнитного момента иона M_Z . Далее будет показано, как этот дополнительный фазовый сдвиг может влиять на физическое поведение спина $S = 1$.

Пусть первый импульс $U_X(\theta, \delta)$ без фазового сдвига ($\delta = 0$), действующий вдоль оси OX на состояние $|0\rangle$, создает суперпозицию состояний $|0\rangle$ и $|B\rangle$. После этого второй СВЧ-импульс $(\pi/2)_Y$ с фазовым сдвигом δ , действуя на эту суперпозицию, переводит спиновую систему в другую когерентную суперпозицию состояний $|\Psi\rangle$.

$$|\Psi\rangle = U_Y(\pi/2, \delta) \cdot U_X(\theta, 0)|0\rangle = -\cos\theta e^{i\delta}|A\rangle - i\sin\theta|B\rangle. \quad (19)$$

Для такой суперпозиции состояний среднее значение проекции спина S_Z и, следовательно, магнитного момента M_Z двух электронных спинов иона может быть отлично от нуля

$$\langle S_Z \rangle = \langle \Psi | (\sigma_{1Z} + \sigma_{2Z}) | \Psi \rangle = 2 \sin(2\theta) \sin \delta. \quad (20)$$

Также легко показать вид матрицы плотности ρ и ее зависимость от длительности импульсов, угла поворота θ и сдвига фазы δ в базисе $|T_+\rangle$, $|T_0\rangle$ и $|T_-\rangle$.

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \sin 2\theta \sin \delta & 0 & -(\cos 2\theta + i \sin 2\theta \cos \delta) \\ 0 & 0 & 0 \\ -(\cos 2\theta - i \sin 2\theta \cos \delta) & 0 & 1 - \sin 2\theta \sin \delta \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Вид этой матрицы плотности наглядно демонстрирует создание разности населенностей состояний $|T_+\rangle$ и $|T_-\rangle$ и когерентностей. При любом фазовом сдвиге $\delta \neq 0$ магнитный момент иона $M_Z \neq 0$ достигает максимальных значений при $\theta = \pi/4$. Отсутствие фазового сдвига в двух последовательных импульсах не создает магнитного момента вдоль оси Z . Эффект образования магнитного момента парамагнитных ионов в нулевом магнитном поле СВЧ-импульсами создается сдвигом по фазе одного из импульсов, например, вдоль оси OY . Формирование магнитного момента $M_Z \neq 0$ из когерентной суперпозиции спиновых состояний подобно переходу „выстраивание–ориентация“, которое наблюдалось в оптических экспериментах [16]. Величина намагниченности зависит от концентрации ионов в кристалле и она может оказаться большой величиной.

Измерение магнитного момента иона M_Z позволяет идентифицировать состояние спина электронов. Также магнитный момент иона M_Z может выступать в качестве физической меры запутанности суперпозиции белловских состояний.

3. Эффекты длительности СВЧ-импульсов

Можно показать, что импульсы с конечными длительностями t_1 и t_2 тоже способны создавать спиновый момент $\langle S_Z \rangle$ также, как и мгновенные импульсы с различной фазой. Для анализа этого эффекта необходимо вернуться в лабораторную систему координат и рассмотреть результат влияния отдельных импульсов конечной длительности без фазовых сдвигов на белловские

состояния $|0\rangle$, $|A\rangle$ и $|B\rangle$

$$|\Psi\rangle = \exp\left[-\frac{Dt_1}{2} \sigma_{1Z}\sigma_{2Z}\right] \tilde{U}_X(\theta, 0) \exp\left[+\frac{Dt_1}{2} \sigma_{1Z}\sigma_{2Z}\right] |0\rangle = \cos\theta_1|0\rangle - i\sin\theta_1 \cdot e^{-i\varphi_1}|B\rangle, \quad (22)$$

где $\varphi_1 = \omega_D \cdot t_1 = \theta_1(\omega_D/\omega_p)$ — набег фазы за время t_1 . Импульс вдоль оси OY создает другую суперпозицию состояний.

$$|\Psi_2\rangle = \exp\left[-\frac{Dt_2}{2} \sigma_{1Z}\sigma_{2Z}\right] \tilde{U}_Y(\theta, 0) \exp\left[+\frac{Dt_2}{2} \sigma_{1Z}\sigma_{2Z}\right] |0\rangle = \cos\theta_2|0\rangle - i\sin\theta_2 \cdot e^{-i\varphi_2}|A\rangle. \quad (23)$$

Импульсы, поляризованные вдоль оси OY , не изменяют фазу состояния $|B\rangle$. После применения последовательных импульсов получим новую суперпозицию состояний

$$|\Psi_3\rangle = U_Y(\theta_2, 0)U_X(\theta_1, 0)|0\rangle = \cos\theta_1 \cos\theta_2|0\rangle - \cos\theta_1 \sin\theta_2 \cdot e^{i\varphi_2}|A\rangle - i\sin\theta_1 \cdot e^{-i\varphi_1}|B\rangle = \cos\theta_1 \cos\theta_2|0\rangle - e^{-i\varphi_1}(\cos\theta_1 \sin\theta_2 \cdot e^{i\delta}|A\rangle) + i\sin\theta_1 \cdot |B\rangle, \quad (24)$$

где $\delta = \varphi_2 + \varphi_1$ — фазовый набег. Результат, полученный для мгновенных импульсов, аналогичен формуле (20)

$$\langle S_Z \rangle = \langle \Psi_3 | S_Z | \Psi_3 \rangle = 2 \sin(2\theta_1) \sin(\theta_2) \sin \delta. \quad (25)$$

Теперь среднее значение проекции спина иона $\langle S_Z \rangle$ и, следовательно, его магнитный момент полностью определяется длительностью импульсов и фазовым сдвигом. Очевидно, что появление ненулевого спинового момента парамагнитных ионов $\langle S_Z \rangle$ автоматически означает появление ненулевого магнитного момента этих ионов. Величина магнитного момента определяется длительностями импульсов t_1 и t_2 и набегам фаз во время действия этих импульсов.

Эффекты образования намагниченности парамагнитных ионов в нулевом магнитном поле в результате действия таких импульсов можно использовать для создания систем квантовой памяти.

4. Заключение

Теоретически предсказан эффект образования магнитного момента СВЧ-импульсами и фазовым сдвигом одного из импульсов в нулевом магнитном поле для парамагнитных ионов с суммарным электронным спином $S = 1$ и с нулевым ядерным спином.

Для парамагнитных ионов с суммарным электронным спином $S = 1$, находящихся в нулевом магнитном поле, теоретически предсказан эффект создания магнитного момента $M_Z \propto \langle S_Z \rangle \neq 0$ действием СВЧ-импульсов с различными фазовыми сдвигами.

Предложены СВЧ-импульсы с различной поляризацией и со сдвигом фазы, способные переводить спиновую систему в различные суперпозиционные состояния вырожденных и невырожденных уровней.

Для операторов спиновой эволюции в нулевом магнитном поле и в переменных высокочастотных полях СВЧ-импульсов предложены новые представления экспоненциальных операторов в виде полиномов односпиновых матриц Паули и тригонометрических функций углов поворота спинов.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-37-00374).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. 2 изд. Наука, М. (1972) 672 с.
- [2] А. Керрингтон, Э. Мак-Лечлан. Магнитный резонанс и его применение в химии. Мир, М. (1970). 448 с.
- [3] Erinn van Wynsberghe, A. Turak. Candidate Materials as Gain Media in Organic, Triplet-Based, Room-Temperature masers Targeting the ISM Bands / Ed. S. Pyshkin. IntechOpen Limited, London (2017).
- [4] J. Breeze, K. Tan, B. Richards, J. Sathian, M. Oxborrow, N.M. Alford. Nature Commun. **6**, 6215 (2015).
- [5] D.V. Azamat, A.G. Badalyan, A. Dejneka, L. Jastrabik, J. Lančok. Appl. Phys. A **122** (2016).
- [6] A. Norambuena, E. Muñoz, H.T. Dinani, A. Jarmola, P. Maletinsky, D. Budker, J.R. Maze. Phys. Rev. B **97**, 094304 (2018).
- [7] D.V. Korchagin, A.V. Palii, E.A. Yureva, A.V. Akimov, E.Ya. Misochko, G.V. Shilov, A.D. Talantsev, R.B. Morgunov, A.A. Shakin, S.M. Aldoshin, B.S. Tsukerblat. Dalton Transact. **46**, 7540 (2017).
- [8] Palii, S. Aldoshin, B. Tsukerblat. J. Phys. Chem. C **121**, 27218 (2017).
- [9] Palii, S. Aldoshin, B. Tsukerblat, J.J. Borràs-Almenar, J.M. Clemente-Juan, S. Cardona-Serra, E. Coronado. Inorg. Chem. **56**, 9547 (2017).
- [10] Palii, S. Aldoshin, B. Tsukerblat, J.M. Clemente-Juan, A. Gaita-Ariño, E. Coronado. Phys. Chem. Chem. Phys. **19**, 26098 (2017).
- [11] M.R. Arifullin, V.L. Berdinskiy. AIP Conf. Proc. (2019). В печати.
- [12] A.E. Siegman. Microwave Solid-State Masers. McGraw-Hill. (1964). 583 p.
- [13] A.F. Harvey. Microwave engineering. Academic Press, London–N. Y.: (1963) 1313 p.
- [14] М.П. Чайка. Оптика и спектроскопия **27** (1969).
- [15] Р.И. Джигоев, Б.П. Захарченя, Е.Л. Ивченко, В.Л. Корнев, Ю.Г. Кусраев. ФТТ **40**, 5 (1998).
- [16] М.П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд-во ЛГУ, Л. (1975). 192 с.
- [17] A. Abragam, B. Bleaney. Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions. Clarendon Press, Oxford (1970).

Редактор Т.Н. Василевская